量子論の観測問題とその周辺

京大・理　町　田　　茂

I

量子論的な観測問題と量子論の解釈については，多くの混乱があった。しかし，現在では，以前の混乱を正しく解釈することが可能になったように思われる。

その一つの理由は，アインシュタインとボーアの論争の頃は思考実験でしかなかったEPR現象のいろいろな型の実験が精密に行われるようになり[1),2)]，また Delayed Choice Exp. も行われて[3)]，量子力学の正しさが疑いの余地なく示されたことである。

また，理論の面でも，観測過程の実際を正しく量子力学的に取扱えば，いわゆる波束の収縮の問題の解決を与えることができる。

こうして，昔の量子力学の解釈論争の頃の努力の方向――古典物理学的な実在の考え方と量子論との調和を求める――と反対に，いまや，ミクロもマクロも含めたすべての物に量子論を適用して，それぞれの性質を説明することが中心的課題になってきたといえる。

この考え方からは，ミクロとマクロとをつなぐ観測の問題も，宇宙の初期などにおける量子論的な系から，一見，古典論的な部分の分離の問題，一般的な非可逆現象の説明などと広い意味で同じ範囲の問題である。

また，いわゆるマクロの物体は，量子論的な干渉（重ね合せの効果）を見せないが，これを量子論にもとづいて考えるとき，具体的に，どれだけの条件があれば，古典論的性質が現われるのかということは，簡単ではない。空間的な位置の量子論的干渉が見える境い目は，実験によると，軽い分子と重い分子の中間のあたりにあるようである。

II

観測過程では，検出装置の目盛は古典論的なふるまいをする。そして，多くのばあい，ミクロの効果を非可逆的に拡大するのであるが，波束の収縮がどの段階で起こっているのかが，この問題に量子論を適用するためのもっとも重要な点である。

現実の検出装置をみると，それは装置全体ではなく，その中の〝局所系〃で起きていると見られる。この局所系は巨視的に言えば非常に小さく，微視的に言えば非常に大きい。巨視的には小さいことが，〝観測の瞬間における波束の収縮〃ということを可能にする。また，巨視的な検出装置の準備において，局所系が微視的には非常に大きいため，その性質を微視的な意味で，完全に指定することはされない。たとえば局所系の量子論的なエネルギー準位の間隔は非常に狭く，その外の1個の微視的な粒子との相互作用でもそれらの状態の変化が起こり，また，局所系に入れて考えるべき粒子の個数も一定ではない。

このような局所系を量子論的に表現するには，一つのヒルベルト空間における混合だけでなく，無限に

多くのヒルベルト空間の直和を使わなければならない[4]。これはまた，von Neumann 代数と密接な関係があること[5]，またファジイ集合の理論との関係の示唆がなされた[6]。

III

ミクロの対象と局所系との相互作用は，いわば，検出の素過程であり，その反応過程は，局所系が微視的には非常に大きいことから，S行列理論でよく近似できると考えられる。そして，そのばあいのS行列は，一般に，

$$S = e^{i\bar{k}\ell} R(k, \ell) \tag{1}$$

の右辺のような指数因子を持つと考えられる。ここで $\bar{k}$ は対象粒子の局所系の中での有効波数，ℓ は局所系をあらわす多くのヒルベルト空間の一つにおける，局所系の長さに当る量である。II で述べたように，現実の装置では，ℓ はその平均値，$\langle \ell \rangle$，と統計分布の幅，ΔL，と分布の大体の形くらいしか指定されていないから，ℓ についての平均をとらなければならない。ℓ は連続的な超選択荷電の一つである。

ℓ についての平均によって波束の収縮が起こるのであるが，それは (1) の右辺の指数因子の存在と，Riemann-Lebesgue の定理

$$\lim_{\bar{k}\to\infty} \int d\ell\, e^{i\bar{k}\ell} \circledast = 0 \tag{2}$$

によっている。現実の物体では，完全に連続的な超選択荷電は存在せず，(2) の右辺は完全な 0 ではないから、<u>波束の収縮は近似的な現象</u>である。それが認められる条件は

$$\bar{k}\,\Delta L \gg 1 \tag{3}$$

である。

$$\bar{k}\,\Delta L \lesssim 1 \tag{4}$$

が成り立つときには，粒子が巨視的な装置と相互作用しても，波束の収縮は部分的にしか起こらず，いわば，<u>partial detection, partial coherence</u> が見られる。Rauch の中性子線干渉の実験[7]における，phase shifter は一つの結晶ではあるが，その中では中性子線の波数が非常に小さくなり，(4) が成り立つ。また，ラジオ波の吸収も同種の過程であって，われわれの理論を適用することによって，これらの実験で，一見，中性子を検出したにもかかわらず波束が収縮せず干渉が残ることを，定量的に説明することができる[8]。

IV

上の議論で (1) 式の右辺の指数因子 —— 長さに比例する位相，あるいは散乱中心の個数についての位相の加法性 —— の存在が本質的な役割をしている。

この因子は，いつでも (少くとも，現実の検出装置のばあいにはいつでも) 存在するだろうか？

答は，イエスと言ってよいと思われる。

eikonal（Glauber）近似が多くの散乱過程でよく成ち立つことが知られている。この近似の成立を認めれば，加法性が成り立つ位相の存在は，ほぼ，自明である。しかし，eikonal 近似は，理論的に成り立つとしてよい範囲をはるかにこえて，経験的によく成り立っているのであって，理論的根拠は乏しい。

実は，厳密に解けるばあいで，この位相因子が存在しない例がある。それはN個の区別可能な粒子が，1次元連続体上をδ関数ポテンシャルによって相互作用しているばあいであって，散乱，そのうちの任意個数の束縛状態，それらの組み替えを含めて完全に解かれている[9]。

この例で，1個の粒子がN－1個の系と散乱するばあいを調べると，(1)式の位相因子が存在しない。その理由を調べてみると，こういうことがわかる。一般に，散乱では，(1)式の位相因子は回折散乱によって必ず生じる。いまの例でもそのような回折散乱が生じるのであるが，この例の非常に特殊な事情で，二つの回折散乱が完全に打ち消し合って，そのために，位相因子が現われないのである。

この所からわかることは，むしろ，(1)式のような位相因子が一般には必ず現われ，それは，1次元δ関数ポテンシャルのばあいぐらいしか，消え去ることはあるまいということである。

文　献

1) A. Aspect, Proc. Inc. Conf. Found Quantum Mech. ed. by S. Kamefuski et al., Phys. Soc. Japan. (1984).

2) Kleinpoppen, Talk at the 2nd ISQM, Tokyo Sept. 1986.

3) Walther, Talk at the 2nd ISQM, Tokyo, Sept. 1986.
Alley, Talk at the 2nd ISQM, Tokyo, Sept. 1986.

4) S. Machida and M. Namiki, Prog. Theor. Phys. **63** (1980), 1457, 1833; Proc. Int. Symp. Found. Quantum Mech. (1984) 127, 126; Fandamental Questions in Quantum Mechanics (1986), Gordon and Breach, N. Y.)

5) H. Araki, Prog. Theor. Phys. **64** (1980), 719.

6) M. M. Yanake, 基研研究会での話 (1983), Ann. Jap. Ass. Phil. Sci. **6** (1985), 219.

7) H. Rauch, Proc. Int. Symp. Found. Quantum Mech. (1984), 277, Talk at the 2nd ISQM, Sept. 1986.

8) M. Namiki, Y. Otake and H. Soshi, Prog. Theor. Phys., to be published.

9) J. B. McGuire, J. Math. Phys. **5** (1964), 622.
Also, C. N. Yang, Phys. Rev. **168** (1968), 1920.